

非共沸混合冷媒 R114/R113 の水平二重管環状部における凝縮* (圧力降下と物質伝達の整理)

野 津 滋^{*1}, 尾 崎 公 一^{*2}
稲 葉 英 男^{*1}, 本 田 博 司^{*3}

Condensation of Nonazeotropic Refrigerant Mixture R114/R113 in Horizontal Annuli with an Enhanced Inner Tube (Correlation of Frictional Pressure Drop and Vapor Phase Mass Transfer)

Shigeru NOZU, Kouichi OZAKI,
Hideo INABA and Hiroshi HONDA

Frictional pressure gradient and vapor phase mass transfer correlations were developed for condensation of nonazeotropic refrigerant mixture R114/R113 in the annuli of horizontal double tubes with an enhanced inner tube. The frictional pressure gradient data were correlated fairly well by a previously developed empirical equation for condensation of pure refrigerants. The vapor phase mass transfer correlation was based on the previous results for turbulent flow in smooth and rough tubes with and without surface suction. For given conditions of vapor and tube wall, the heat transfer coefficient can be calculated by using the correlations for the vapor phase mass transfer coefficient and the heat transfer coefficient for the condensate film. The calculated values agree with the measured data to a mean absolute deviation of 14.3%.

Key Words: Condensation, Condenser, Mass, Transfer, Horizontal Annulus, Extended Heat Transfer Surface, Nonazeotropic Refrigerant Mixture

1. 緒 言

蒸気圧縮式ヒートポンプ、冷凍機の成績係数を向上させることのできる作動媒体として、非共沸2成分混合冷媒が有望視されており、最近その凝縮熱伝達に関する研究が活発に行われている。非共沸2成分混合冷媒が凝縮する際には、低沸点蒸気が不凝縮ガスと類似な挙動を示すため、熱伝達係数が単成分蒸気に比べて低下する。したがって、この冷媒を用いる凝縮器については液膜の伝熱促進とともに混合気の物質伝達促進をはかる必要がある。

著者らは伝熱促進管の一種であるワイヤフィン付きコルゲート管を内管とする水平二重管の環状部における冷媒 R11 および R113⁽¹⁾ならびに非共沸混合冷媒 R114/R113⁽²⁾⁽³⁾の凝縮に関する一連の実験を行い、圧力降下と熱伝達の特性を明らかにした。R114/R113 に関する第1報⁽²⁾では液膜の伝熱特性が R113 の場合と同一であると仮定して、混合気相の物質伝達係数を

求め、円管上の強制対流凝縮理論⁽⁴⁾から導かれた無次元パラメータを用いてデータ整理を行った。また、圧力降下の摩擦成分は純冷媒に対する実験式によって良好に整理できることを示した。第2報⁽³⁾では、第1報の内管とフィン配列が多少異なる内管を使用し、外管内径を2種類に変化させて混合気相の物質伝達特性をより詳細に調べた。その結果、第1報⁽²⁾で得られた物質伝達の式は凝縮質量流速の影響をよく表現するが、質量速度の影響および予測精度に関しては十分でないことが明らかになった。

本報では、管内の乱流熱・物質伝達に関する従来の実験および理論解析の結果をもとにして、より一般性のある物質伝達の整理式を導く。また、圧力降下の摩擦成分の整理法についても検討する。なお、記号表中には本報で用いる主な記号のみ列挙する。その他の記号は第2報⁽³⁾と同一である。

主 な 記 号

c_f : 摩擦係数
 D_e : 等価直径 D_i - D_o
 \mathcal{D} : 拡散係数
 f : 管摩擦係数
 G : 供試流体の質量速度

* 平成2年5月30日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年6月27日。

^{*1} 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1)。

^{*2} 准員、岡山大学工学部。

^{*3} 正員、九州大学機能物質科学研究所 (〒816 春日市春日公園6-1)。

Re : レイノルズ数 Sh : シャーウッド数 T : 温度 u : 管軸方向速度 v_l : 吸込速度 X_u : Lockhart-Martinelli パラメータ [式(4)] x : 液相の質量分率 y : 気相の質量分率

ギリシャ文字

 α : 熱伝達係数 β : 物質伝達係数 γ : 吸込パラメータ [式(13)] ϕ_v : Lockhart-Martinelli パラメータ [式(3)] ω : 無次元数 $=(y_{ib}-x_{li})/(y_{li}-x_{li})$

2. 実験の概略

実験装置は供試流体および冷却水の循環ループから構成されている。試験区間は二重管構造で、環状部を供試流体が、内管内を冷却水が流れ、供試流体と向流熱交換を行う。内管には外径 $D_r=19.1$ mm のコルゲート管上に直径 $d_f=0.3$ mm のワイヤフィンをはんだ付けした管を、外管には内径 $D_i=29.9$ および 25.0 mm の平滑管を用いた。図 1 に内管の詳細を示す。図 1 中に示されている管軸方向に隣接するフィンの峰の周方向のずれ Δ は第 1 報⁽²⁾の旧内管では $\Delta/p_c=0.25$ 、第 2 報⁽³⁾の新内管では 0.43 である。なお二重管の偏心を極力小さくするため、環状流路内の 3 断面に厚さ 1 mm、長さ 10 mm のテフロン製のスペーサが挿入されている。熱伝達係数と圧力降下の管軸方向分布を調べるために、全長 2 m の試験区間を長さ 250 mm の小区間を 8 個接続したものととして取扱ひ、これらの小区間における冷却水の混合平均温度、平均壁温、静圧降下、蒸気温度および蒸気組成を測定した。さらに、混合気の断面内温度分布を $D_i=25.0$ mm の管について測定した。

供試流体には非共沸混合冷媒 R 114/R 113(沸点差 43.8 K)を用いた。実験は、R 114/R 113 に関する第 1 報⁽²⁾と同様に、入口蒸気温度を約 52°C に保ち、入口における R 114 の質量分率 y_{in} が 0 (R 113 単成分)、 0.23 および 0.36 の 3 種類の条件で行った。供試流体の質量速度 G は前報⁽¹⁾⁽²⁾とほぼ同一の $80\sim 270$ kg/m²・s 範囲で変化させた。なお、大部分の実験は試験区間出口クオリティ $X_{out}\approx 0$ の条件で行ったが、一部の試験については G を一定に保ちながら X_{out} を変化させ、凝縮質量流束の影響を検討した。これらの詳細は第 2 報⁽³⁾参照。

3. 実験結果および考察

3.1 圧力降下 相変化を伴う水平気液二相流の静圧こう配 $(-dP/dz)$ は摩擦成分 $(-dP/dz)_f$ と運動量成分 $(-dP/dz)_m$ に分けられる。すなわち

$$(-dP/dz)=(-dP/dz)_f+(-dP/dz)_m \quad \cdots (1)$$

$(-dP/dz)_m$ は次式で与えられる。

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_m=G^2\frac{d}{dz}\left\{\frac{X^2}{\rho_v\zeta}+\frac{(1-X)^2}{\rho_l(1-\zeta)}\right\} \quad \cdots (2)$$

ここに ζ はボイド率で、単成分蒸気の場合⁽¹⁾と同様に Fauske⁽⁵⁾の式を仮定する。式(1)を各凝縮区間に適用し、 $(-dP/dz)$ に実験値を、 $(-dP/dz)_m$ に式(2)による計算値を代入して $(-dP/dz)_f$ の局所値を求める。本報では第 1 報⁽²⁾と同様に Lockhart-Martinelli⁽⁶⁾のパラメータ ϕ_v と X_u によって $(-dP/dz)_f$ の整理を行う。ここに

$$\phi_v=\{(-dP/dz)_f/(-dP/dz)_v\}^{0.5} \quad \cdots (3)$$

$$X_u=\{(-dP/dz)_l/(-dP/dz)_v\}^{0.5} \quad \cdots (4)$$

式(3)、(4)中の $(-dP/dz)_{l,v}$ は液または蒸気のみが環状部を充滿して流れる場合の圧力降下であり、次式により与えられる。

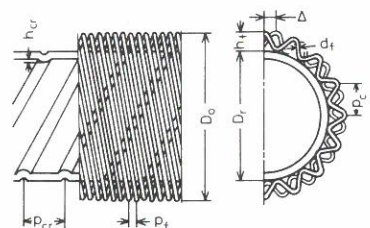
$$(-dP/dz)_{l,v}=(f\rho u^2)_{l,v}/2(D_i-D_r) \quad \cdots (5)$$

ここに f は管摩擦係数、 u は速度である。

f の値は内管内の冷却水を抜き、環状部に R 113 過熱蒸気を通して $(-dP/dz)_v$ を測定し、式(5)から求めた。実験結果を図 2 に f 対 $Re=u(D_i-D_r)/\nu$ の関係で示す。図 2 中には平滑環状流路に対する経験式⁽⁷⁾

$$f=0.34Re^{-1/4} \quad \cdots (6)$$

ならびに旧内管と $D_i=24.8, 27.2$ および 29.9 mm の外管の組合せによる R 11 および R 113 の過熱蒸気流の実験データおよび次の実験式⁽¹⁾



Diameter at fin tip	D_o	20.6 mm
Diameter at fin root	D_r	19.1 mm
Crest pitch	p_c	1.8 mm
Fin height	h_f	0.8 mm
Wire diameter	d_f	0.3 mm
Fin pitch	p_f	0.48 mm
Tube thickness	t	0.95 mm
Corrugation pitch	p_{cr}	7.0 mm
Internal ridge height	h_{cr}	0.3 mm
Crest distance between adjacent fins	Δ	0.77 mm

図 1 内管の詳細

$$\begin{aligned} Re \leq 8 \times 10^4 \text{ のとき } f &= 0.8 Re^{-0.2} \dots\dots\dots (7) \\ Re > 8 \times 10^4 \text{ のとき } f &= 0.084 \end{aligned}$$

も記入してある。本実験値は $D_i = 29.9 \text{ mm}$ の場合には式(7)とかなりよく一致しており、一方 $D_i = 25.0 \text{ mm}$ では式(7)より最大 60 % 高い。旧内管と新内管で f に及ぼす D_i の影響に差を生じた原因は明らかでないが、図 1 の Δ の値が両内管で異なることが原因の一つではないかと推測される。さしあたり、本実験結果を粗面管の場合と類似の形でまとめると次式が得られる。

$D_i = 25.0 \text{ mm}$ の管について

$$\begin{aligned} Re \leq 5.2 \times 10^3 \text{ のとき } f &= 0.8 Re^{-0.2} \dots\dots\dots (8 \cdot a) \\ Re > 5.2 \times 10^3 \text{ のとき } f &= 0.145 \end{aligned}$$

$D_i = 29.9 \text{ mm}$ の管について

$$\begin{aligned} Re \leq 5.2 \times 10^4 \text{ のとき } f &= 0.8 Re^{-0.2} \dots\dots\dots (8 \cdot b) \\ Re > 5.2 \times 10^4 \text{ のとき } f &= 0.091 \end{aligned}$$

図 3 は $y_{lin} \approx 0.23$ および 0.36 の凝縮実験における圧力降下の摩擦成分のデータを ϕ_v と X_u の関係でプロットしたものである。図 3 中の実線は R 11 および R 113 に関する実験結果を平均絶対値偏差 7.3 % で整理する次式⁽¹⁾を示す。

$$\phi_v = 1 + 1.8 X_u^{0.9} \dots\dots\dots (9)$$

図 3 より、 ϕ_v に及ぼす G 、 D_i および y_{lin} の影響は小さく、フィン配列が異なる本実験の内管についても圧力降下の摩擦成分を式(9)でかなりよく整理できる。

3.2 混合気相の物質伝達 第 1 報⁽²⁾では、フィン上の物質伝達特性は不凝縮ガスを含む混合蒸気流に直交する水平円管上の凝縮の場合に類似性があると考え、Rose⁽⁴⁾の整理法を適用して半実験式を作成した。しかし、環状部断面内における蒸気温度分布の測定結果⁽³⁾によれば、フィン先端から十分離れた混合気内にも半径方向の温度分布が存在し、かつこの温度分布を有する層はクオリティ X が小さいほど厚くなること

が確かめられた。したがって、フィンはこの温度分布を生じる原因となる拡散層の中に埋没していると考えられる。本報では、吸込みを伴う単相管内乱流に関する物質伝達の近似式を従来の実験的・理論的研究をもとに導き、それを非共沸混合蒸気の凝縮に拡張して適用する。

物質伝達特性を定式化する方法は種々考えられるが、本報では壁面における質量流束 \dot{m} が 0 と ∞ の両極限における特性をも満足する関数形を考える。まず、 \dot{m} が零の極限におけるシャウウッド数 Sh を Sh_0 とする。すなわち

$$\dot{m} \rightarrow 0 \text{ で } Sh = Sh_0 \dots\dots\dots (10)$$

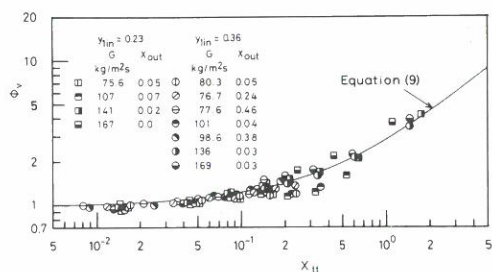
ここに添字 0 は吸込みなしの場合を表す。 Sh_0 の具体的な式は流動条件に応じたものを用いることにする。一方、 \dot{m} が ∞ の極限における Sh は、Rose⁽⁴⁾の方法を参考にして、次の関係を仮定する。

$$\dot{m} \rightarrow \infty \text{ で } Sh \rightarrow \frac{v_i}{u} Re Sc \dots\dots\dots (11)$$

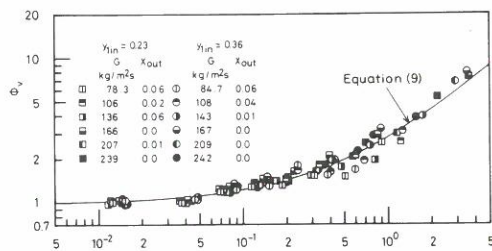
ここに $v_i = \dot{m}/\rho$ は壁面における吸込速度、 Re は内径基準のレイノルズ数、 Sc はシュミット数である。

$\dot{m} = 0 \sim \infty$ の全範囲の特性を表す式として次式を仮定する。

$$\frac{Sh}{Sh_0} = \frac{1}{1 + a \gamma^b Sc^c} + \frac{v_i Re Sc}{u Sh_0} \dots\dots\dots (12)$$



(a) $D_i = 29.9 \text{ mm}$



(b) $D_i = 25.0 \text{ mm}$

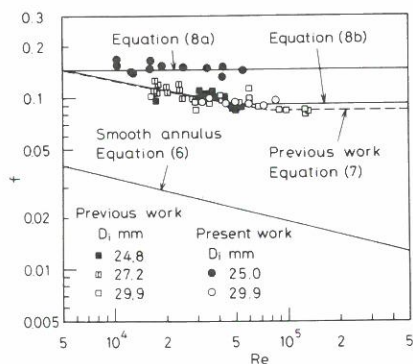


図 2 f と Re の関係

図 3 ϕ_v と X_u の関係

ここに a, b, c は定数, γ は Reynolds Flux モデル⁽⁸⁾ から導かれる吸込パラメータで, 次式で与えられる,

$$\gamma = v_i / (uc_{f0}) \quad \cdots \cdots \cdots (13)$$

ここに, $c_{f0} = 2\tau_{w0}/\rho u^2$ は吸込みがない場合の摩擦係数, τ_w は壁面せん断力である。式(12)の関数形は γ の定義を除けば平板上の層流境界層に関する Rose⁽⁴⁾ のものと同一である。はじめに, 式(12)中の a, b, c を吸込みを伴う平滑管内乱流に関する Kinney-Sparrow⁽⁹⁾ の数値解析のデータを用いて定める。なお, 彼らの論文中には v_i/u , Re および Sc が与えられた場合の Sh/Sh_0 の値のみが示されており, 式(12)右辺の計算に際して必要となる c_{f0} および Sh_0 の値は示されていない。そこで, 本報ではこれらの値を従来の平滑管内乱流に関する式から定めた。 c_{f0} の値は次の Petukov⁽¹⁰⁾ の式から算出した,

$$c_{f0} = 1 / (3.64 \log_{10} Re - 3.28)^2 \quad \cdots \cdots \cdots (14)$$

$$(10^4 \leq Re \leq 10^6)$$

Sh_0 の値は, 熱伝達に関する Gnielinski⁽¹¹⁾ の式を熱・物質伝達のアナロジーを用いて物質伝達の式に変換して得られる次式から算出した,

$$Sh_0 = \frac{(c_{f0}/2)(Re - 1000)Sc}{1 + 12.7\sqrt{c_{f0}/2}(Sc^{2/3} - 1)} \quad \cdots \cdots \cdots (15)$$

$$(3 \times 10^3 \leq Re \leq 10^6, 0.5 \leq Sc \leq 2000)$$

図 4 (a), (b) は Sh/Sh_0 と v_i/u の関係をそれぞれ Sc と Re をパラメータにとって示したものである。なお, $Sc = 0.4$ の条件は式(15)の適用範囲外になるが, 便宜上この場合についても式(15)を仮定した。図 4 中の実線は式(12)において $a = 0.5$, $b = c = 1$ と仮定して求まる値を, 破線は数値解を表す。両者は図 4 (b) の $Re = 10^4$ で $v_i/u \geq 0.005$ の場合を除けば $\pm 4\%$ 以内で一致している。したがって, a, b, c には上述の値を採用する。

式(12)を非共沸 2 成分混合蒸気の凝縮に適用する際には, 気液界面における成分の連続条件から導かれる次式を考慮する必要がある。

$$\frac{v_i}{u_v} = \frac{(1-\omega)Sh}{ReSc} \quad \cdots \cdots \cdots (16)$$

ここに, $\omega = (y_{1b} - x_{1i}) / (y_{1i} - x_{1i})$, x_1 および y_1 はそれぞれ液相および気相における低沸点成分の質量分率であり, 添字 b および i はそれぞれ混合気のパルクおよび気液界面を, 添字 l は低沸点成分を表す。式(16)を式(12)に代入して得られる二次方程式を Sh について解くと, 次式が得られる。

$$Sh = \frac{Rec_{f0} \{ [1 + 2Sh_0(1/\omega - 1) / (Rec_{f0})]^{0.5} - 1 \}}{(1 - \omega)} \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

ここで, 式(17)を本研究に適用するためには Sh_0 の表示式と c_{f0} の値が必要である。図 2 の f 対 Re の関係から明かなように, 環状部を流れる単相流の流動特性は粗面管の場合と類似である。そこで, 混合気流の物質伝達特性は等価直径 $D_e = D_i - D_r$ を有する粗面管内流と同一であると仮定する。したがって, Sh_0 には, 粗面管内乱流熱伝達に関する Dipprey-Sabersky⁽¹²⁾ の式を物質伝達の式に変換して得られる次式を仮定する。

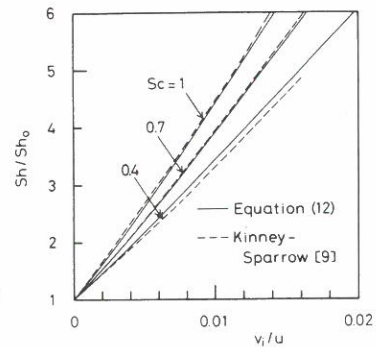
$$Sh_0 = (c_{f0}/2) Re Sc / k \quad \cdots \cdots \cdots (18)$$

ここに, $k = 1 + (c_{f0}/2)^{0.5} \phi$, $\phi = 5.19 \{ Re(c_{f0}/2)^{0.5} \varepsilon_s / D_e \}^{0.2} Sc^{0.44} - 8.48$, $\varepsilon_s / D_e = \exp \{ [3.0 - (c_{f0}/2)^{-0.5}] / 2.5 \}$ である。式(17)と式(18)を組合せると次式が得られる。

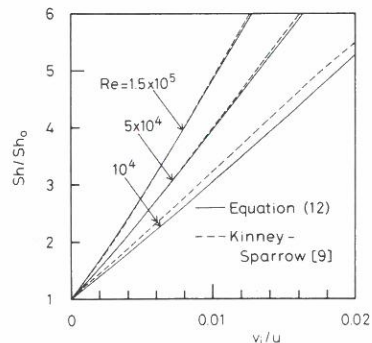
$$\frac{Sh}{Sh_0} = \frac{2k \{ [1 + Sc(1/\omega - 1)/k]^{0.5} - 1 \}}{(1 - \omega) Sc} \quad \cdots \cdots \cdots (19)$$

c_{f0} は吸込みがある場合の摩擦係数 c_f と近似的に次の関係がある⁽¹³⁾。

$$c_f = c_{f0} + v_i / u_v \quad \cdots \cdots \cdots (20)$$



(a) $Re = 10^5$



(b) $Sc = 0.7$

図 4 Sh/Sh_0 と v_i/u の関係

凝縮二相流の c_f は定義式

$$\tau_w = (-dP/dz)_f (D_i - D_r) / 4 = c_f \rho_v u_v^2 / 2 \quad \dots (21)$$

に $(-dP/dz)_f$ の実験値を代入して求められる。ついで、この c_f を式(20)に代入して c_{f0} が求められる。

図5は物質伝達に関する実験データを Sh/Sh_0 対 $1/\omega$ の座標上にプロットしたものである。 Sh は次式で定義される。

$$Sh = \beta_n D_e / \mathcal{D} \quad \dots (22)$$

ここに $\beta_n = \dot{m}_n / \rho_v (1 - \omega)$ は公称面積(直径 D_r の平滑管の外表面積)基準の物質伝達係数、 \dot{m}_n は公称面積基準の凝縮質量流速である。なお、 β_n および \dot{m}_n の計算法は第2報⁽³⁾参照。図5中には β_n の算出精度を考慮して⁽³⁾、 $X_{ti} \leq 0.2$ で $(y_{1i} - x_{1i}) \geq 0.1$ のデータがプロットされている。

図5において、実験値は y_{1in} および k により区別してプロットされている。 k はその定義から明かなように、 u または c_{f0} が大きいほど大きい。 $1/\omega$ の実験範囲が比較的広い $D_i = 29.9$ mm の図5(a)について見ると、 Sh/Sh_0 の値は $1/\omega$ の増大につれて増加する傾向が見られる。また、同一の $1/\omega$ における Sh/Sh_0 は k が大きいほど大きい。次に、 $D_i = 25.0$ mm の図5(b)について見ると、 Sh/Sh_0 の値は図5(a)の場合より20%程度小さい。図5中には式(19)を破線で記入してある。実験値と式(19)を比較すると、両者の傾向はほぼ一致しているが、大部分の実験値は式(19)より低い。この理由として、ワイヤフィンの粗面としての性質が Dipprey-Sabersky⁽¹²⁾ のもの(Granular close-packed roughness)と異なること、および本実験の ε_s/D_e が彼らの実験範囲を超えていることなどが考えられる。上述のように、式(19)は気液界面における吸込み(凝縮)が混合気相の物質伝達に及ぼす影響を定性的に正しく表現すると考えられる。したがって、図5に示される本実験データを式(19)の関数形を用いて整理すると次式が得られる。

$D_i = 29.9$ mm の管について

$$\frac{Sh}{Sh_0} = \frac{1.7k[(1 + Sc(1/\omega - 1)/k)^{0.5} - 1]}{(1 - \omega)Sc} \quad \dots (23 \cdot a)$$

$D_i = 25.0$ mm の管について

$$\frac{Sh}{Sh_0} = \frac{1.4k[(1 + Sc(1/\omega - 1)/k)^{0.5} - 1]}{(1 - \omega)Sc} \quad \dots (23 \cdot b)$$

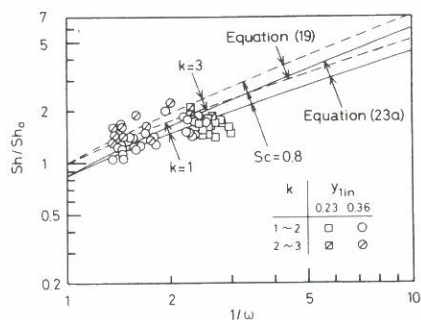
なお、実験値のまとまりは第2報⁽³⁾の図10に示した第1報⁽²⁾の整理法を用いた場合よりも良好である。

図6は $D_i = 29.9$ mm に関する第1報⁽²⁾のデータと式(23・a)とを比較したものである。実験値の大部分は式(23・a)より低い領域に分布している。これは、図1に示される Δ が第1報⁽²⁾で用いた内管のほうが小さい

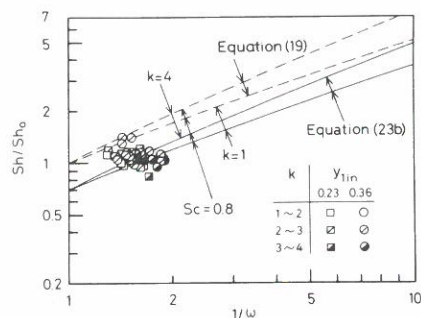
ため、フィン近傍に存在する低沸点蒸気が排除されにくかったためと考えられる。図6中のデータを式(23)と同形式で整理すると次式が得られる。

$$\frac{Sh}{Sh_0} = \frac{1.4k[(1 + Sc(1/\omega - 1)/k)^{0.5} - 1]}{(1 - \omega)Sc} \quad \dots (24)$$

3.3 熱伝達 前報⁽³⁾で導かれた液膜の熱伝達の式と、3.2節で導かれた混合気の物質伝達の式を組合せて、非共沸2成分混合蒸気の凝縮熱伝達係数を予測



(a) $D_i = 29.9$ mm



(b) $D_i = 25.0$ mm

図5 Sh/Sh_0 と $1/\omega$ の関係、本研究

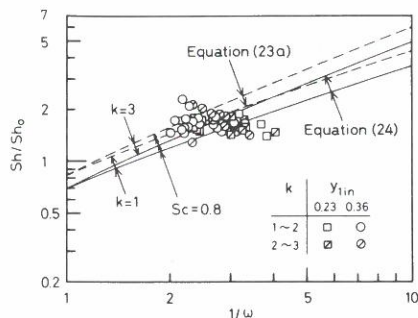


図6 Sh/Sh_0 と $1/\omega$ の関係、前報⁽²⁾のデータ、 $D_i = 29.9$ mm

する方法を提案する。公称面積基準熱伝達係数 α_n を次式で定義する。

$$\alpha_n = q_n / (T_{vb} - T_w) \quad (25)$$

ここに、 q_n は公称面積基準熱流束、 T_{vb} は混合気のパルク温度、 T_w は内管表面温度である。混合気から液膜表面への対流熱伝達を無視すれば、 q_n は \dot{m}_n および液膜の熱伝達係数 α_{n0} と次式によって関係付けられる。

$$q_n = \dot{m}_n \{x_{1i} L_1 + (1 - x_{1i}) L_2\} = \alpha_{n0} (T_i - T_w) \quad (26)$$

ここに L_1 および L_2 はそれぞれ R 114 および R 113 の凝縮潜熱、 T_i は気液界面温度である。 α_{n0} はフィン部の液膜の熱伝達係数 α_{f0} および管表面上の液膜の熱伝達係数 α_{r0} と次式の関係がある⁽¹⁾。

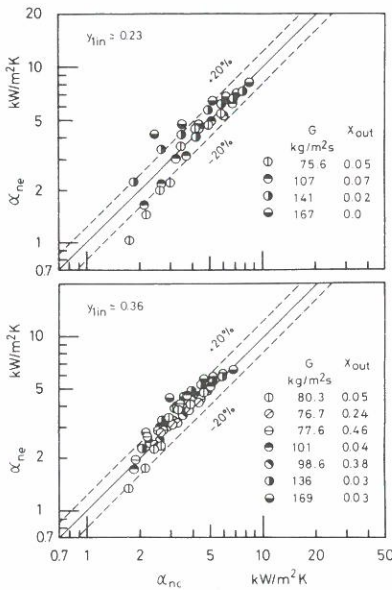
$$\alpha_{n0} = 1 / \{p_c p_f (1 / \pi d_f l_f \alpha_{f0} \eta + R_s) + \alpha_{r0} (1 - A_f)\} \quad (27)$$

ここに、 p_c はフィン頂部の管周方向フィンピッチ、 p_f は軸方向フィンピッチ、 l_f は 1 周方向ピッチあたりのフィンの長さ、 $\eta = \tanh(l_f \sqrt{\alpha_{f0} / \lambda_f d_f}) / (l_f \sqrt{\alpha_{f0} / \lambda_f d_f})$ はフィン効率、 R_s および A_f はそれぞれフィンと管の間のはんだの熱抵抗、および管の単位表面積あたりのフィン接合部の面積である⁽¹⁾。

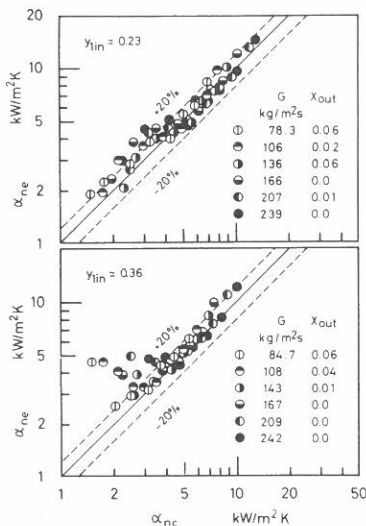
$y_1 > 0$ の場合についても、液膜の伝熱特性は R 113 単成分蒸気の場合と同一で、 α_{f0} が第 2 報⁽³⁾の式(12)において凝縮潜熱 L を $x_{1i} L_1 + (1 - x_{1i}) L_2$ に置き換えて得られる値に、 α_{r0} が文献(1)の式(A-8)中の T_s を T_i に、 L を α_{f0} の場合と同様に置き換えて得られる値に等しいと仮定する。 G 、 T_{vb} 、 T_w 、 X および y_{1b} が既知の場合には、 β_n に関する式(23)と α_{n0} に関する式(27)を式(26)に代入し、連立で解けば q_n が求まり、式(25)より α_n が求まる。なお、 β_n の計算に際して必要となる c_{f0} の値は、式(3)、(5)、(8)、(9)より求まる $(-dP/dz)_f$ を式(21)へ代入して c_f を求め、ついでこの c_f を式(20)に代入して求める。

図 7 は本実験データについて、 α_n の実験値 α_{ne} と計算値 α_{nc} を比較したものである。 α_{ne} と α_{nc} を比較すると、 $D_i = 25.0$ mm の管の下流域の実験値は計算値より高めにずれる傾向が見られる。これらのデータは混合気のパルク温度の測定値が断面内で気液平衡の成立を仮定して得られる平衡温度よりかなり低いもの(第 2 報⁽³⁾参照)に対応する。図 7 に示される全データに対する平均絶対値偏差 $\sum_{i=1}^n |1 - (\alpha_{ne}/\alpha_{nc})_i| / n$ は $D_i = 29.9$ mm の管では 12.2%、 $D_i = 25.0$ mm の管では 16.3% である。ここに n はデータ点数である。

図 8 は第 1 報⁽²⁾のデータに対する比較を示す。 α_{nc} の計算に際して、 α_{f0} には前報⁽¹⁾の式(29)において T_s を T_i に、 L を $x_{1i} L_1 + (1 - x_{1i}) L_2$ に置き換えた式を、 f および β_n にはそれぞれ本報の式(7)および式(24)を用いてある。 α_{ne} と α_{nc} の一致は図 7 (a)の場合と同程度で、上述の平均絶対値偏差は 12.6% である。したがって、図 7、8 に示した α_{ne} と α_{nc} との比較より、上述の伝熱計算法は実用上十分な精度を有すると言えよう。



(a) $D_i = 29.9$ mm



(b) $D_i = 25.0$ mm

図 7 α_{ne} と α_{nc} の比較、本研究

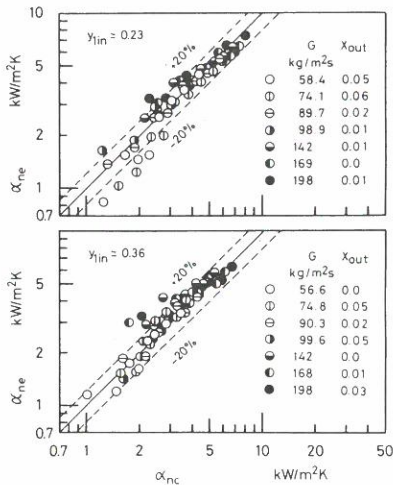


図 8 α_{ne} と α_{nc} の比較, 前報⁽²⁾のデータ, $D_i=29.9$ mm

4. 結 論

ワイヤフィン付きコルゲート管を内管とする水平二重管環状部における非共沸混合冷媒 R 114/R 113 の凝縮実験結果⁽³⁾をもとに, 圧力降下の摩擦成分および混合気の物質伝達に関する整理を行った。主な結論は

(1) 過熱蒸気の単相流が環状部を流れる場合の管摩擦係数の傾向は, 従来の粗面管内流に関する結果に類似である。本実験結果は式(8)で整理できる。

(2) 凝縮二相流の圧力降下の摩擦成分はLockhart

-Martinelli のパラメータを用いて式(9)で整理できる。

(3) 混合気相の物質伝達係数は式(23)で整理できる。

(4) 混合気相の物質伝達係数を式(23)で, 液膜の熱伝達係数を式(27)で評価して求められる熱伝達係数は $D_i=29.9$ mm の管では平均絶対値偏差 12.2%で, $D_i=25.0$ mm の管では 16.3%で実験値と一致した。

なお, 混合気のパルク温度が断面内で気液平衡が成立すると仮定して定まる平衡温度よりかなり低い領域についてはさらに研究が必要である。

文 献

- (1) 本田・ほか 4 名, 冷論, 5-2(1988), 255.
- (2) 野津・ほか 3 名, 冷論, 6-1(1989), 57.
- (3) 野津・ほか 3 名, 機論, 57-534, (1991), 645.
- (4) Rose, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **23**-4(1980), 539.
- (5) Fauske, H. K., *Proc. Heat Transf. Fluid Mech. Inst.*, (1961), 79.
- (6) Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C., *Chem. Eng. Prog.*, **45**(1949), 39.
- (7) Kays, W. M. and Perkins, H. C. (Rohsenow, W. M., ほか 2 名, eds.), *Handbook of Heat Transfer Fundamentals*, (1985), 7. 1, McGraw-Hill.
- (8) Wallis, G. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **11**(1968), 445.
- (9) Kinney, R. B. and Sparrow, E. M., *J. Heat Transf.*, **92**-1(1970), 117.
- (10) Petukov, B. S., *Advances in Heat Transfer*, **6**(1970), 523, Academic Press.
- (11) Gnielinski, V., *Int. Chem. Eng.*, **16**(1976), 359.
- (12) Dipprey, D. F. and Sabersky, R. H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **6**(1963), 329.
- (13) Wallis, G. B., 文献(9)中の Discussion.